

основных рабочих характеристик известных модуляторов обладает существенно упрощенной конструкцией. Он может быть применен для модуляции излучения CO - и CO_2 -лазеров.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] М у с т е л ь Е.Р., П а р ы г и н В.Н. Методы модуляции и сканирования света. М., 1970. 296 с.
- [2] В o a r d W.T., Р a o Y o h-H a n, P h e l p s F.W., C l a s p r u P.C. // IEEE J. Quantum Electron. 1974. QE-10. P. 273-276.
- [3] Патент Франции № 2093324, 1972.
- [4] А у с л е н д е р М.И., Б а р с у к о в а Е.В., Б е б е н и н Н.Г., Г и ж е в с к и й Б.А., Л о ш к а р е в а Н.Н., С у х о р у к о в Ю.П., Ч е б о т а е в Н.М. // ЖЭТФ. 1989. Т. 95. В. 1. С. 247-252.

Институт физики металлов
УрО АН СССР,
Свердловск

Поступило в Редакцию
1 июня 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 17

12 сентября 1989 г.

01; 11

О ПЕРЕСТРОЙКЕ МАГНИТНЫХ СОСТОЯНИЙ ИОННО-ИМПЛАНТИРОВАННЫХ ПЛЕНОК

Г.А. Ш м а т о в, Б.Н. Ф и л и п п о в,
В.Б. С а д к о в, И.И. К р ю к о в

Неоднородные магнитные пленки нашли широкое применение в современных запоминающих устройствах (ЗУ) [1-3]. Неоднородность пленки может быть обусловлена различными причинами. Например, при создании магнитооптических устройств, а также ЗУ на ЦМД, пленки подвергают ионной имплантации, в результате которой их свойства становятся неоднородными вдоль нормали к ее поверхности (ось Z). Имеется в виду зависимость от Z основных констант материала (намагниченности насыщения M_s , обменного параметра A , константы одноосной магнитной анизотропии K). Магнитные свойства неоднородных пленок резко отличаются от свойств однородных; возникают новые эффекты при ее перемагничивании. Изучение такого рода особенностей перемагничивания является важным как для предсказания свойств пленок с заданной неоднородностью, так и для решения обратной задачи - определения типа неоднородности пленки по особенностям ее магнитных свойств. В настоящей работе теоретически изучается перемагничи-

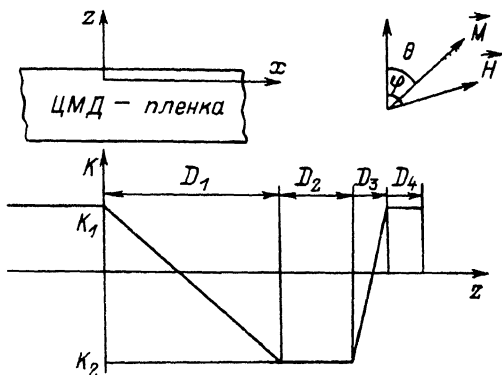


Рис. 1. Геометрия задачи. Профиль константы магнитной анизотропии в ИИ пленке.

вание ионно-имплантированных (ИИ) пленок в произвольно направленном внешнем магнитном поле \vec{H} . Практически важным является установление зависимости магнитных свойств ИИ пленок от характеристик облучающих ее пучков ионов. Такая задача до сих пор не была решена, поскольку отсутствовали экспериментальные данные о связи этих характеристик с параметрами ИИ слоя и не существовало эффективной методики анализа решений краевой задачи для нелинейного дифференциального уравнения второго порядка, описывающего возможные магнитные состояния пленки и их эволюцию во внешнем магнитном поле.

Предполагая, что пленка имеет неоднородные свойства только вдоль оси z , уравнение для распределения намагниченности $\vec{M}(z)$ может быть получено из минимизации функционала энергии

$$\mathcal{E} = \int_{-D^*}^D dz \left\{ A(z) (\theta'_z)^2 + \tilde{K}(z) \sin^2 \theta - H M_S(z) \cos(\theta - \varphi) \right\}. \quad (1)$$

В фигурных скобках записана сумма плотностей энергий: обменной, анизотропии и зеемановской. Здесь $\tilde{K}(z) = K(z) - 2\pi M_S^2(z)$; D, D^* - z -координаты двух поверхностей пленки; $\theta(z), \varphi$ - углы, которые составляют векторы \vec{M} и \vec{H} с осью z . Варьируя (1), получим

$$2[A(z)\theta']' - \tilde{K}(z) \sin 2\theta - H M_S(z) \sin(\theta - \varphi) = 0, \quad -D^* \leq z \leq D, \quad (2)$$

$$\theta'(-D^*) = \theta'(D) = 0. \quad (3)$$

Учтем теперь специфику нашей задачи. Известно [4], что толщина имплантированного слоя D в магнитооптической ячейке $D \approx \approx 0.1-0.2$ мкм. ИИ слой такой же толщины создается для подавления „жестких“ доменов и в ЦМД пленках. Так как толщина пленки

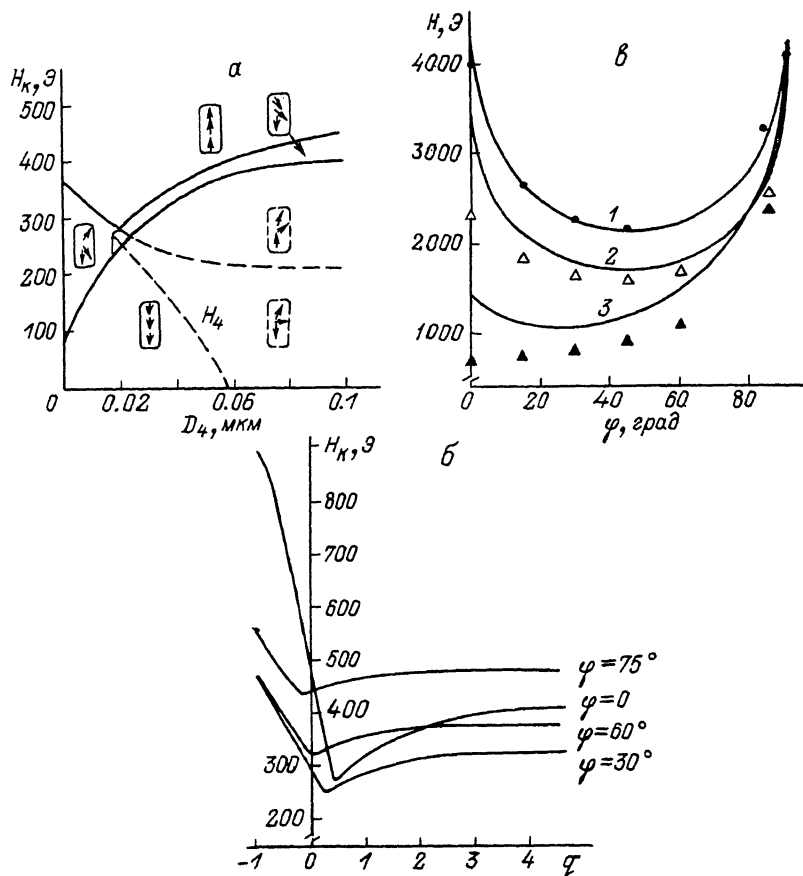


Рис. 2. а) Зависимость полей перехода между различными магнитными состояниями пленки от толщины приповерхностного слоя. $A = 1.74 \cdot 10^{-7}$ эрг/см, $4\pi M_S = 268$ Гс, $K_1 = 1.24 \cdot 10^4$ эрг/см³, $\varphi = 0^\circ$, $q = 0.3$, $D = 0.1$ мкм, $D_0 = 0.08$ мкм, $D_1 : D_2 : D_3 = 5 : 2 : 1$, $D_0 = D_1 + D_2 + D_3$.

б) Зависимость поля перемагничивания ИИ пленки от $q = -K_2/K_1$ для различных значений угла наклона магнитного поля. $D = 0.1$ мкм, $D_0 : D_4 = 3 : 1$, $D_1 : D_2 : D_3 = 5 : 2 : 1$, остальные параметры см. в подписи к рис. 2, а.

в) Зависимость поля перемагничивания магнитооптической ячейки от угла наклона магнитного поля. $A = 2.2 \cdot 10^{-7}$ эрг/см, $4\pi M_S = 94$ Гс, $K_1 = 1.64 \cdot 10^4$ эрг/см³, $D = 0.15$ мкм, $1 - q = -1$, $2 - q = -0.5$, $3 - q = 0.3$.

составляет несколько микрон, то в (2-3) можно положить $D^* \rightarrow \infty$, а систему координат выбрать так, чтобы при $-\infty < z < 0$ пленка была однородной, а при $0 < z \leq D$ — неоднородной. Качественный вид зависимостей $A(z)$, $M_S(z)$, $K(z)$ в ИИ пленках известен [5]. В имплантированной области A и M_S меняются приблизительно на 30-40% [5], а K меняет знак, что приводит к возникновению качественно новой ситуации — появлению слоя с анизотропией типа «легкая плоскость». Поэтому в первом приближении можно положить $A, M_S = \text{const}$, а зависимость $K(z)$ [5] аппроксимировать, например, линейными функциями (рис. 1).

Суть излагаемого ниже метода пристрелки заключается в сведении решения краевой задачи (2-3) к решению серии задач Коши с пристрелкой одного из краевых условий. С учетом сделанных выше ограничений уравнение (2) может быть проинтегрировано на отрезке $-\infty < z < 0$ Учитывая, что $\theta(-\infty) = 0$, можно получить

$$\theta'(0) \equiv \theta'_0 = \pm \sqrt{\tilde{K}_1 / 2A} \left\{ \cos 2\theta_\infty - \cos 2\theta_0 + (2M_S H / \tilde{K}_1) [\cos(\theta_\infty - \varphi) - \cos(\theta_0 - \varphi)] \right\}^{-1/2}; \quad (4)$$

$$\theta_\infty \equiv \theta(-\infty), \quad \theta_0 \equiv \theta(0), \quad \tilde{K}_1 = K_1 - 2\pi M_S^2. \quad (5)$$

Процедура пристрелки может быть организована следующим образом. Задавая произвольно значение θ_0 и учитывая (4), имеем начальные условия θ_0, θ'_0 для уравнения (2) на отрезке $0 \leq z \leq D$ (задача Коши). Исходное состояние пленки задается выбором знака в (4) и одного из двух возможных в произвольно направленном магнитном поле значений θ_∞ . Изменяя H , можно найти все решения, удовлетворяющие условию $\theta_D \equiv \theta(D) = 0$. В результате анализа полученных таким образом решений установлено, что ИИ пленка может находиться в четырех магнитных состояниях, схематически изображенных стрелками на рис. 2, а (стрелки показывают направление \vec{M} при $z = (-\infty, 0, D)$). Переход из одного состояния в другое происходит либо непрерывно (в поле H_2), либо скачком (в полях H_1, H_3, H_4). На рис. 2, а показана зависимость полей перехода из одного магнитного состояния пленки в другое от толщины приповерхностного слоя D_4 , не затронутого имплантацией (D_4 определяется длиной свободного пробега облучающих пленку ионов). В первом приближении можно считать, что $D_4 \sim E$ (E — энергия ионов), хотя более адекватную связь E с толщинами слоев $D_1 - D_4$ можно найти лишь экспериментально. Пунктирные кривые на рис. 2, а соответствуют перемагничиванию из метастабильного состояния. Из рисунка видно, что поле полного перемагничивания ИИ пленки H_K при $D_4 < 0.019$ мкм определяется полем H_1 и уменьшается с ростом D_4 . Если $D_4 > 0.019$ мкм, то H_K определяется полем H_3 и увеличивается с ростом D_4 . Это связано со сменой механизма перемагничивания ИИ пленки при изменении D_4 ; в первом случае перемагниченный поверхностный слой способствует

перемагничиванию пленки при увеличении D_y , во втором случае — препятствует, т.к. он при $D_y > 0.019$ мкм не перемагничен. Если 0.016 мкм $< D_y < 0.019$ мкм, то при изменении поля наблюдается гистерезис, связанный с перемагничиванием поверхностного слоя. Подобный эффект наблюдался экспериментально [6]. Таким образом, наличие такого эффекта указывает на существование сложного типа неоднородности пленки, что является важным при контроле однородности пленок.

На рис. 2, б приведена зависимость H_K от параметра $q = -K_2/K_1$, пропорционального дозе облучения N . Показано существование оптимальной величины дозы, что согласуется с результатами эксперимента [4].

На рис. 2, в приведены зависимости $H_K(\varphi)$ для различных значений q . Тут же нанесены соответствующие экспериментальные результаты [4], полученные при изучении перемагничивания магнитооптической ячейки. Различие результатов (особенно при $\varphi < 20^\circ$) связано с тем, что не учитывались зависимости $A(z)$, $M_S(z)$, а также наличие кубической анизотропии, играющей важную роль в слое, где $K(z) \approx 0$.

Таким образом, на основе изложенной выше методики впервые удалось связать изучение магнитных свойств ИИ пленки с характеристиками облучающих ее ионных пучков. Разработанная методика имеет универсальное значение и может быть применена к исследованию пленок, неоднородности которых вызваны другими причинами (например, неоднородность на границе раздела пленка-подложка).

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Григорян Л.А. Запоминающие устройства на цилиндрических магнитных пленках. М.: Энергия, 1975. 143 с.
- [2] Звездин А.К., Котов В.А. Магнитооптика тонких пленок. М.: Наука, 1988. 190 с.
- [3] Эшенфельдер А. Физика и техника цилиндрических магнитных доменов. М.: Мир, 1983. 496 с.
- [4] Mac Neal B.E., Pulliam G.R., Fernandez de Castro J.J., Warren D.M. // IEEE Trans. Magn. 1983. V. 19. P. 1766–1768.
- [5] Wilts G.H., Prasad S. // IEEE Trans. Magn. 1981. V. 17. P. 2405–2414.
- [6] Барьяхтар Ф.Г., Хребтов А.О., Савуцкий А.И. Метод изучения доменной структуры в эпитаксиальных феррит-гранатовых пленках. Донецк, препринт ДонФТИ-86-1(109), 1986. 61 с.

Поступило в Редакцию
23 марта 1989 г.